

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Спинtronика

*Научная сессия Отделения физических наук
Российской академии наук, 3 февраля 2010 г.*

PACS number: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201007g.0759

3 февраля 2010 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась научная сессия Отделения физических наук РАН.

Объявленная на web-сайте ОФН РАН www.gpad.ac.ru повестка заседания содержала следующие доклады:

1. Устинов В.В. (Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург). *Металлическая наноспинtronика*.
2. Кусраев Ю.Г. (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург). *Спиновые явления в полупроводниках: физика и приложения*.
3. Тарасенко С.А. (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург). *Спиновые фототоки в полупроводниках*.
4. Аверкиев Н.С., Голуб Л.Е. (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург). *Спиновая релаксация в квантовых полупроводниковых гетероструктурах*.

Статьи, написанные на основе докладов 2–4, публикуются ниже.

PACS numbers: 75.47.-m, 75.76.+j, 85.75.-d
DOI: 10.3367/UFNr.0180.201007h.0759

Спиновые явления в полупроводниках: физика и приложения

Ю.Г. Кусраев

1. Введение

Спиновые явления привлекают большое внимание с момента появления гипотезы спина, выдвинутой в 1925 г. голландскими физиками Сэмюэлем Гаудсмитом и Джорджем Уленбеком. Концепция спина быстро завоевала признание, так как она разрешила затруднения, имевшиеся в то время в спектроскопии, — объяснение эффекта Зеемана и тонкой структуры спектральных линий. Наиболее информативным методом исследования спиновых явлений в атомах и полупроводниках, по-видимому, является оптическая ориентация спинов.

Ю.Г. Кусраев. Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, РФ
E-mail: kusrayev@orient.ioffe.ru

Открытие оптической ориентации спинов в атомах относят к 1924 г., когда Вильгельмом Ханле [1] были объяснены знаменитые опыты Роберта Вуда [2] по влиянию магнитного поля на поляризованную люминесценцию паров некоторых металлов. Общие принципы явления были установлены в начале 1950-х годов французской группой А. Кастилера [3]. За эти исследования в 1966 г. А. Кастилеру была присуждена Нобелевская премия по физике ("за открытие и разработку оптических методов исследования резонансов Герца в атомах"). В 1968 г. Ж. Лампель [4] впервые продемонстрировал возможность оптической ориентации спинов электронов проводимости в полупроводниках (Si) и наблюдения ориентации методом ядерного магнитного резонанса (ЯМР). Годом позднее оптическая ориентация электронов проводимости наблюдалась в полупроводнике GaSb по поляризации люминесценции [5]. С этого времени начались интенсивные исследования спин-зависимых явлений в полупроводниках; результаты этих исследований опубликованы в коллективной монографии [6].

Одновременно с обнаружением оптической ориентации была осознана фундаментальная и практическая важность исследований генерации и детектирования спина электрическими методами. В 1971 г. М.И. Дьяконовым и В.И. Перелем был предсказан спиновый эффект Холла — возникновение спинового потока в направлении, перпендикулярном электрическому току [7]. Экспериментально генерация спина электрическим током впервые была продемонстрирована в работе [8]. В 1976 г. А.Г. Аронов и Г.Е. Пикус высказали идею создания неравновесной спиновой поляризации в полупроводнике при пропускании тока через ферромагнитный контакт с полупроводником [9] (спиновая инжекция). Экспериментально спиновая инжекция в GaAs была реализована Альварадо и Рено [10].

В середине 1990-х годов в спиновой физике произошёл новый всплеск, вызванный идеей использования спиновых степеней свободы в устройствах хранения и обработки информации. Электронный спин, находящийся в суперпозиции базисных состояний $-1/2$ и $+1/2$, является квантовым аналогом классического бита информации. Такой квантовый бит (кубит) может быть использован в различных устройствах спиновой логики. Возник термин "квантовый компьютер" — устройство, которое обрабатывает информацию, представленную в виде набора не битов, а кубитов. Физическими носителями кубитов,

помимо электронного спина, могут быть, например, фотоны (продольная и поперечная поляризация), ядерные спины. В 1990 г. был предложен спиновый транзистор [11]. Наиболее впечатляющим успехом в области спиновой электроники (*спинтроники*) является создание на основе эффекта гигантского магнетосопротивления металлических спинтронных устройств (головки для считывания жёстких дисков и магнитная память с произвольным доступом — Magnetic Random Access Memory (MRAM) и др.). За открытие эффекта гигантского магнетосопротивления Петеру Грюнбергу (Peter Grunberg) и Альберту Ферту (Albert Fert) присуждена Нобелевская премия по физике 2007 года [12]. Последние достижения в области транспорта и оптической ориентации спинов описаны в специальном выпуске журнала *Semiconductor Science and Technology* [13] и в недавно изданной книге [14].

2. Методы исследования спиновых явлений в полупроводниках

Наиболее элегантным и информативным методом исследования спиновых явлений в полупроводниках является оптическая ориентация спинов [6]. Поглощение циркулярно поляризованного света приводит, в силу закона сохранения углового момента, к поляризации спинов электронов и дырок (екситонов). Согласно правилам отбора для оптических переходов, рекомбинация поляризованных по спину носителей сопровождается циркулярно поляризованным излучением. Приложение внешнего магнитного поля вызывает прецессию спина и приводит к деполяризации излучения — так называемому *эффекту Ханле*. Контур магнитной деполяризации $\rho(H)$ в простейшем случае описывается лоренцевским контуром с полушириной $\Delta H_{1/2} = \hbar/\mu g T_s$ и амплитудой $\rho_0 \propto T_s/\tau$, где $T_s = \tau\tau_s/(\tau + \tau_s)$, τ и τ_s — время жизни и время спиновой релаксации соответственно.

Исследование поляризации излучения в магнитном поле позволяет выявить детали взаимодействия электронов с окружением, а также определить время жизни и спиновой релаксации в стационарных условиях (период прецессии является своеобразным эталоном времени). С помощью современной техники детектирования слабых оптических потоков можно регистрировать люминесценцию одиночных молекул и одиночных квантовых точек, а следовательно, и спиновое состояние *одного* электрона, локализованного в квантовой точке. Успешно применяется прямой способ изучения спиновой динамики — поляризованная люминесценция с временным разрешением.

В последние годы большое распространение получил также метод, основанный на эффекте Фарадея (или Керра) — повороте плоскости поляризации линейно поляризованного света при его прохождении через кристалл (отражении от кристалла) [14]. В этой методике чаще всего используют два световых источника (импульса), один из которых, циркулярно поляризованный, создаёт неравновесную спиновую поляризацию, а другой, линейно поляризованный, с переменной задержкой во времени, регистрирует эту поляризацию в динамике с помощью эффекта Фарадея. В англоязычной литературе этот метод называют *Ramp-Probe Faraday rotation technique* (накачка—зондирование). Чувствительность метода измерения угла поворота чрезвычайно высока — 1 мкрад, что позволяет определить плотность спина порядка

десяти магнетонов Бора на 1 мкм³ (для сравнения: намагниченность ферромагнетиков $\sim 10^3$ Гс соответствует 10^{11} спинам на 1 мкм³).

Электрические методы генерации и детектирования спина, в том числе в комбинации с оптическими методами, эффективно применяются для изучения спинового транспорта, спиновой инжекции и т.д. (см. в разделе 6 об обнаружении спинового эффекта Холла и обратного спинового эффекта Холла).

3. Оптическая ориентация спинов в полупроводниках

В кубических полупроводниках Ge и Si (структуре алмаза), а также в большинстве соединений типа A³B⁵ и A²B⁶ (структуре цинковой обманки) зона проводимости s-типа вблизи края запрещённой зоны двукратно вырождена по спину ($s = \pm 1/2$), а валентная зона p-типа четырёхкратно вырождена по проекции углового момента J (тяжёлые дырки с $J = \pm 3/2$ и лёгкие дырки с $J = \pm 1/2$). В соответствии с правилами отбора межзонное возбуждение циркулярно поляризованным светом приводит к ориентации спинов электронов и дырок. Ориентированные по спину носители взаимодействуют с фононами, примесями, ядрами решётки, передавая им угловой момент. Вследствие конечного времени жизни носители частично сохраняют неравновесную спиновую поляризацию. Первое наблюдение оптической ориентации спинов в полупроводниках было осуществлено в кремнии [4]. В эксперименте [4] изучалось влияние циркулярно поляризованного оптического излучения на ядерный магнитный резонанс. На рисунке 1 приведён спектр ЯМР в ²⁹Si (чистый кремний, легированnyй фосфором) до (кривая 2) и после (кривая 1) облучения кристалла циркулярно поляризованным светом ксеноновой лампы в течение 21 ч при температуре жидкого азота. Кривая 1 была получена в магнитном поле

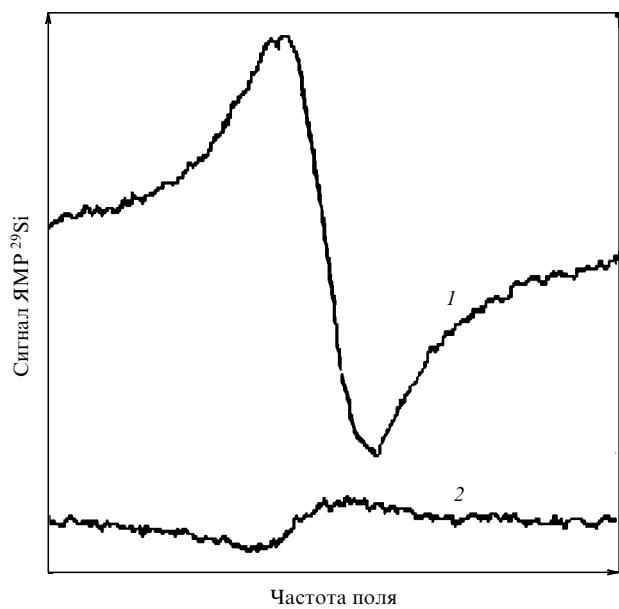


Рис. 1. Сигнал ЯМР ²⁹Si [4]: сигнал, полученный в магнитном поле $H = 1$ Гс после облучения образца в течение 21 ч циркулярно поляризованным светом при температуре 77 К (кривая 1); сигнал, пропорциональный равновесной намагниченности в магнитном поле $H = 6$ кГс при температуре 300 К (кривая 2).

величиной 1 Гс при $T = 77$ К, т.е. в условиях, когда равновесная ядерная поляризация $P_{\text{th}} \propto H/T$ ничтожно мала, а кривая 2 — в магнитном поле 6 кГс при $T = 300$ К. Равновесная ядерная поляризация в случае кривой 1 примерно в 1500 раз меньше, а сигнал ЯМР в несколько раз больше, чем в случае кривой 2, т.е. до облучения образца. Сигнал, измеренный в поле 1 Гс, соответствует равновесной поляризации ядер в поле 15 кГс ($T = 77$ К). В этом эксперименте наблюдались одновременно два замечательных явления: оптическая ориентация электронных спинов циркулярно поляризованным светом и динамическая поляризация ядер ^{29}Si за счёт сверхтонкого (контактного) взаимодействия с поляризованными электронами. Успех эксперимента в значительной степени был обусловлен длительным временем спин-решёточной релаксации ядер ^{29}Si , равным ≈ 200 ч в отсутствие освещения и ≈ 20 ч при облучении межзонным светом.

Впоследствии оптическая ориентация спинов наблюдалась в различных полупроводниковых соединениях типа A^3B^5 , A^2B^6 и A^2B^7 [6]. Регистрация спиновой поляризации носителей и экситонов в этих многочисленных экспериментах осуществлялась по поляризации рекомбинационного излучения.

4. Спиновые взаимодействия и спиновая релаксация

Многообразие спиновых явлений в полупроводниках определяется зависящими от спина взаимодействиями. Основными среди этих взаимодействий являются: 1) спин-орбитальное взаимодействие; 2) сверхтонкое (контактное) взаимодействие электронов с ядрами решётки; 3) электронно-дырочное обменное взаимодействие; 4) обменное взаимодействие электронов с магнитной примесью.

Спин-орбитальное взаимодействие играет центральную роль в спиновых явлениях и спинтронике:

а) оптическая ориентация спинов становится возможной благодаря спин-орбитальному взаимодействию, поскольку электрическое поле световой волны непосредственно на спины не действует;

б) большинство механизмов спиновой релаксации связано со спин-орбитальным взаимодействием, поскольку возмущения в кристалле имеют преимущественно электрическое происхождение и непосредственно на спин не влияют;

в) и наконец, транспорт носителей заряда становится спин-зависимым из-за наличия спин-орбитальной связи.

Отсюда также следует важный для спинтроники вывод: спин-орбитальное взаимодействие создаёт уникальную возможность для генерации спиновой поляризации, управления спинами и регистрации спинов (оптической или электрической).

Спиновая релаксация — исчезновение неравновесного спина. Спиновую релаксацию в большинстве случаев можно интерпретировать как результат действия флюктуирующих во времени (эффективных) магнитных полей \mathbf{H}_c : результат такого действия зависит от частоты прецессии в этом поле $\omega \sim \mu_B H_c / \hbar$, характерного времени изменения этого поля τ_c и не зависит от происхождения флюктуирующих полей. Флюктуирующие поля обусловлены различными взаимодействиями: а) спин-орбитальным (механизмы Эллиота–Яфета и Дьяконова–Переля); б) электронно-дырочным обменным (механизм Бира–Аронова–Пикиуса); в) обменным взаи-

модействием с магнитной примесью; г) сверхтонким (контактным) взаимодействием с ядрами.

Экспериментальное исследование доминирующих механизмов спиновой релаксации является важной и сложной задачей, поскольку скорость релаксации, с одной стороны, определяет величину неравновесного спина, а с другой, зависит от многих факторов, таких как константы спиновых взаимодействий, температура, концентрация и тип примеси, локализация и т.п.

Кратко перечислим основные механизмы спиновой релаксации в полупроводниках (см. подробнее в [6, 13, 14]).

1. В результате смешивания состояний с противоположной ориентацией спина становится возможным переворот спина при рассеянии по импульсу (механизм Эллиота–Яфета [15]).

2. Спин-орбитальное взаимодействие в полупроводниках без центра инверсии (типичный представитель — GaAs) приводит к расщеплению зон при отличном от нуля волновом векторе \mathbf{k} и описывается гамильтонианом Дрессельхаузса [16]:

$$\hat{H}_{\text{SO}} = \hbar \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k}),$$

$$\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k}) \propto [k_x(k_y^2 - k_z^2), k_y(k_z^2 - k_x^2), k_z(k_x^2 - k_y^2)]. \quad (1)$$

Вектор $\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k})$ можно трактовать как эффективное магнитное поле, зависящее от \mathbf{k} ; $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ — матрицы Паули. Рассеяние носителей приводит к хаотичному изменению величины и направления $\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k})$ с изменением времени корреляции $\tau_c = \tau_p$ (τ_p — время релаксации по импульсу). Прецессия спина в промежутке между последовательными столкновениями вследствие нескоррелированности этих актов приводит к спиновой релаксации. Этот механизм был предложен Дьяконовым и Перелем [17]. В приближении малых времён корреляции, когда угол прецессии в промежутке между столкновениями мал ($\phi = \Omega \tau_p \ll 1$), время спиновой релаксации можно оценить из условия равенства единице среднеквадратичного отклонения спина от первоначального направления: $(\Omega \tau_p)^2 (\tau_s / \tau_p) \sim 1$, откуда следует, что $\tau_s^{-1} \sim \Omega^2 \tau_p$.

3. Два других механизма обусловлены обменным взаимодействием. Переворот спина происходит при обменном взаимодействии электрона с дыркой (механизм Бира–Аронова–Пикиуса [18]) или при взаимодействии свободного электрона с электроном, связанным на парамагнитном центре. Первый сценарий реализуется в полупроводниках р-типа, а второй — в разбавленных магнитных полупроводниках. Гамильтониан электронно-дырочного обменного взаимодействия имеет вид $\hat{H}_{\text{exch}} = A \mathbf{J} \mathbf{S} |\psi(r)|^2$, где A — обменная константа, \mathbf{J} и \mathbf{S} — операторы углового момента дырки (парамагнитного центра) и спина электрона. Спиновую релаксацию можно рассматривать как прецессию в эффективном магнитном поле $\mathbf{H}_{\text{eff}} = A J |\psi(r)|^2 / \mu_B g$ (где g — g -фактор электрона), флюктуирующем вследствие переворотов спина дырки. Другими словами, переменное магнитное поле $H_{\text{eff}}(t)$ вызывает переходы между электронными спиновыми подуровнями. По данным [19] время спиновой релаксации в p-GaAs с концентрацией акцепторов $N_h = 4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при низких температурах ($T < 100$ К) определяется обменным взаимодействием с дырками и составляет примерно 10^{-10} с.

Парамагнитные примеси также существенно уменьшают время спиновой релаксации носителей из-за

обменного взаимодействия. Обменное поле магнитных примесей, действующее на электрон, может флюктуировать вследствие либо движения электрона, либо спин-решёточной релаксации примесей. Экспериментальные исследования показывают, что в разбавленных магнитных полупроводниках и квантовых ямах (КЯ) время спиновой релаксации носителей не превышает 10 пс [20–22]; теория подтверждает высокую эффективность передачи спина от носителей парамагнитным примесям [22, 23]. Обмен спинами происходит посредством флип-флоп-механизма, в котором спины носителя и парамагнитной примеси переворачиваются в противоположные стороны, а полный спин системы сохраняется.

4. Электронные и ядерные спины в полупроводниках связаны контактным фермиевским взаимодействием [24]:

$$\hat{H}_{hf} = \sum_n a_n \mathbf{S} \mathbf{I}_n = \sum_n a_n \left(S_z I_n^z + \frac{S_+ I_n^- + S_- I_n^+}{2} \right), \quad (2)$$

где \mathbf{S} и \mathbf{I}_n — спины электрона и ядра, находящегося в узле n , $a_n = v_0 A |\Psi(\mathbf{r}_n)|^2$, v_0 — объём элементарной ячейки, A — константа сверхтонкого взаимодействия, $\Psi(\mathbf{r}_n)$ — огибающая волновая функция электрона, \mathbf{r}_n — координата ядра в узле n . В терминах эффективного поля контактное фермиевское взаимодействие эквивалентно действию на электрон поля $\mathbf{H}_{eff} = \sum_n a_n \mathbf{I}_n / \mu_B g$ со стороны ядер. В нулевом магнитном поле электронный спин \mathbf{S} прецессирует в сверхтонком поле $H_f \approx H_{max}/\sqrt{N}$, порождённом среднеквадратичной флюктуацией ядерных спинов (H_{max} — эффективное поле полностью поляризованных ядер, N — полное число ядер в области взаимодействия). Поле H_f имеет случайное направление, и его компоненты, перпендикулярные S_z , приводят к релаксации спина электрона. Для свободных электронов этот механизм неэффективен вследствие малых H_f и τ_c (скорость релаксации $\tau_s^{-1} \sim \langle \Omega_f^2 \rangle \tau_c$ пропорциональна времени корреляции τ_c и квадрату сверхтонкого поля H_f^2) [25]. Флюктуационные поля и времена корреляции существенно возрастают при локализации на доноре или в полупроводниковой квантовой точке (КТ), где плотность вероятности нахождения электрона на ядре $|\Psi(\mathbf{r}_n)|^2$ высока и электрон одновременно взаимодействует с большим числом ядерных спинов ($N \sim 10^4 - 10^5$ ядер). Типичные значения полей таковы: $H_{max} \sim 1$ Тл и $H_f \approx 10^{-2}$ Тл. Результаты расчётов показывают, что соответствующее время спиновой релаксации зависит от размера КТ (боровского радиуса электрона на доноре) и в типичных полупроводниках III–V и II–VI составляет 1–10 нс [26].

Отметим, что время спиновой релаксации у дырок в кристаллах типа GaAs намного меньше, чем у электронов. Это обусловлено сильным спин-орбитальным взаимодействием в валентной зоне, приводящим к жёсткой связи между угловым моментом и импульсом дырки. Каждый акт рассеяния в этом случае приводит к потере спина. Деформация или размерное квантование вызывает расщепление зоны тяжёлых и лёгких дырок, в результате чего спиновая релаксация замедляется. С другой стороны, симметрия волновой функции дырки такова, что блоховская амплитуда в точке нахождения ядра обращается в нуль и, следовательно, контактное взаимодействие с ядрами отсутствует.

Спиновая релаксация в n-GaAs. В качестве примера экспериментального исследования спиновой релаксации

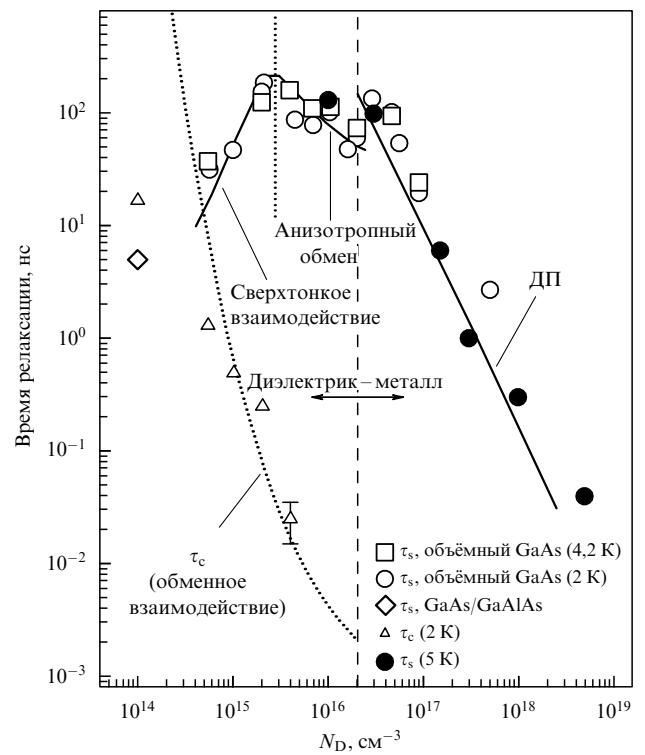


Рис. 2. Зависимость времени спиновой релаксации τ_s в арсениде галлия от концентрации доноров. Величины τ_s извлекались из результатов экспериментов по эффекту Ханле. Время корреляции (треугольники) определялось из зависимости циркулярной поляризации от продольного магнитного поля. ДП — механизм Дьяконова–Переля. (Из работы [27].)

электронов в полупроводниках рассмотрим зависимость времени спиновой релаксации электронов в n-GaAs при низкой температуре от концентрации доноров N_D [27] (рис. 2). Доминирует один из следующих механизмов спиновой релаксации электрона:

а) сверхтонкое взаимодействие с ядрами решётки при малых концентрациях доноров, $N_D < 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Связанный на доноре электрон взаимодействует с большим количеством ядер решётки GaAs, $N \sim 10^5$, и испытывает действие флюктуационного сверхтонкого поля ядер $H_f \propto 1/\sqrt{N}$. Величина этого поля для донора в GaAs составляет 54 Э. При перескоке электрона от донора к донору изменяются величина и направление сверхтонкого поля H_f , т.е. время корреляции τ_c случайного поля в данном случае определяется временем перескока. При частых перескоках от донора к донору время спиновой релаксации даётся соотношением $\tau_s^{-1} \sim \langle \Omega_f^2 \rangle \tau_c$;

б) при большой концентрации доноров, $N_D > 2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, доминирует механизм Дьяконова–Переля. Особенность при $N_D = 2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ связана с переходом металл–диэлектрик. Эта особенность отражает изменение механизма спиновой релаксации. В металлической фазе электрон рассеивается по импульсу и испытывает действие флюктуирующего спин-орбитального поля;

в) при умеренных концентрациях доноров, $2 \times 10^{15} < N_D < 2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (перенос электрона между донорами осуществляется за счёт туннелирования), при которых τ_s уменьшается с возрастанием N_D , экспериментальные результаты не удается объяснить на основе этих механизмов — они дают завышенные времена (низкий темп) спиновой релаксации. В работе [28] был предложен

новый механизм спиновой релаксации для связанных электронов в системе без центра инверсии. Обменное взаимодействие между двумя донорными электронами оказывается анизотропным, и взаимный переворот спинов сопровождается прецессией спинов (в противоположных направлениях) в спин-орбитальном поле на некоторый угол $\pm\gamma$, зависящий от ориентации пары доноров. В ансамбле доноров с разными γ этот процесс приводит к релаксации суммарного спина локализованных электронов. Этот механизм даёт удовлетворительное объяснение экспериментальных данных. Все три рассмотренных выше механизма можно интерпретировать в терминах эффективных магнитных полей. Как видно из рис. 2, при оптимальной концентрации донора в GaAs n-типа время спиновой релаксации при низких температурах превышает 100 нс.

Спиновая релаксация в p-GaAs. Выше указывалось, что время спиновой релаксации в GaAs p-типа при низких температурах ($T < 100$ К) определяется обменным взаимодействием с дырками и находится в субнаносекундном диапазоне. В GaAs, легированном марганцем, обнаружено необычное поведение спиновой релаксации электронов, не вписывающееся в приведённую выше схему для материала p-типа. Примесь Mn в GaAs является одновременно и акцептором, и парамагнитной примесью. Ожидалось, что спиновая релаксация, обусловленная обменным взаимодействием электрона с дырками, с одной стороны, и с парамагнитными центрами, с другой, должна быть весьма эффективной. Однако, как показывает эксперимент [29], время спиновой релаксации в GaAs:Mn оказалось очень большим. Эта ситуация является уникальной, поскольку два независимых механизма спиновой релаксации не усиливают, а каким-то образом компенсируют друг друга. На рисунке 3 пока-

заны кривые магнитной деполяризации излучения (эффект Ханле) в GaAs:Mn при различных плотностях оптического возбуждения. Анализируется поляризация фотoluminesценции: донорно-акцепторный переход. Сплошные кривые — аппроксимация лоренцевским контуром. Время спиновой релаксации, извлечённое из эксперимента, около 100 нс; n_h — концентрация дырок. (б) Модель Mn-акцептора в GaAs: дырка на боровской орбите со спином $J_h = 3/2$ (тройная стрелка) вовлечена в обменное взаимодействие с электронами, локализованными на d-оболочке марганца, $S_d = 5/2$ (стрелка с пометкой "Mn"): $\hat{H}_{pd}^{A^0} = -A_{pd}S_dJ_h$. В основном состоянии спины марганца и дырки ориентированы антиферромагнитно.

Отметим, что обнаружение замедления спиновой релаксации электронов в GaAs p-типа вследствие взаимной компенсации обменного взаимодействия при легировании магнитными примесями открывает новые возможности для конструирования p-n-переходов и приборов магнитной памяти. Поскольку состояние дырки можно изменять посредством деформации или воздействия электрического поля, возникает дополнительный способ управления спиновыми степенями свободы.

Спиновая поляризация электронов при комнатной температуре. Необходимым условием работы приборов спинtronики является высокая спиновая поляризация электронов и её сохранение при комнатной температуре. К сожалению, время спиновой релаксации в полупроводниках при комнатной температуре не превышает нескольких десятков пикосекунд.

Таким образом, поиск и исследование материалов с длительным временем спиновой релаксации при комнатной температуре является актуальной задачей. В работах [32–34] развит новый подход к решению этой проблемы. Идея заключается в том, чтобы реализовать такую ситуацию, в которой спиновая динамика электронов контролируется не спиновой релаксацией, а спин-зависимым захватом парамагнитными центрами. Показано, что этот механизм позволяет существенно увеличить время хранения спиновой поляризации. Эксперименты по оптической ориентации проводились на твёрдых растворах $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$, в которых атомы азота стимулируют образование комплексных дефектов с глубокими уровнями (межузельный атом Ga в окружении атомов групп III или V). Обнаружено, что оптическая спиновая поляризация свободных электронов сохраняется при комнатной температуре более 1 нс, что на порядок превышает

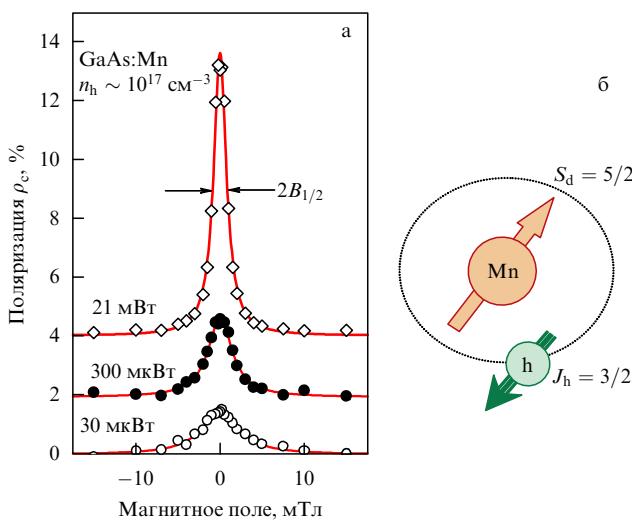


Рис. 3. (а) Эффект Ханле в p-GaAs: Mn при различных плотностях оптического возбуждения. Анализируется поляризация фотoluminesценции: донорно-акцепторный переход. Аналитическая кривая — аппроксимация лоренцевским контуром. Время спиновой релаксации, извлечённое из эксперимента, около 100 нс; n_h — концентрация дырок. (б) Модель Mn-акцептора в GaAs: дырка на боровской орбите со спином $J_h = 3/2$ (тройная стрелка) вовлечена в обменное взаимодействие с электронами, локализованными на d-оболочке марганца, $S_d = 5/2$ (стрелка с пометкой "Mn"): $\hat{H}_{pd}^{A^0} = -A_{pd}S_dJ_h$. В основном состоянии спины марганца и дырки ориентированы антиферромагнитно. (Из работы [29].)

теоретически ожидаемое время их спиновой релаксации. При этом величина поляризации достигает 90 %. Было выяснено, что аномально большие значения поляризации и спиновой памяти обусловлены спин-зависимым захватом свободных электронов глубокими параметрическими центрами, приводящим к динамической поляризации центров и формированию нелинейной связанной системы свободных и локализованных спинов. Электроны, локализованные на глубоких центрах, меньше подвержены влиянию окружения, чем свободные или локализованные на мелких донорах электроны. По этой причине глубокие параметрические центры дольше сохраняют свою спиновую поляризацию и за счёт обратной связи поддерживают спиновую поляризацию зонных электронов.

5. Спиновые процессы в низкоразмерных структурах

Спиновые процессы в низкоразмерных структурах обладают некоторыми особенностями, отличающими их от процессов в объёмных кристаллах. Рассмотрим эти особенности.

Двумерные системы, квантовые ямы. Размерное квантование в двумерном случае фиксирует компоненту k_z волнового вектора в направлении оси КЯ (ось z). Для структуры, выращенной из полупроводников без центра инверсии, это приводит к возникновению линейных по компонентам волнового вектора k_x и k_y слагаемых в спин-орбитальном взаимодействии. Действительно, подставив в гамильтониан Дрессельхауз (1) значение размерно-квантованного волнового вектора $k_z = \pi/\hbar L$, получим в линейном приближении гамильтониан для КЯ: $\hat{H} = \beta(\sigma_x k_x - \sigma_y k_y)$. Величина коэффициента β зависит от ширины КЯ как $\beta \propto 1/L^2$, т.е., чем уже КЯ, тем больше вклад спин-орбитального взаимодействия.

Вторая особенность КЯ заключается в наличии вклада в гамильтониан, обусловленного асимметрией структуры, т.е. отсутствием симметрии при инверсии оси КЯ. Такая асимметрия возникает, например, при приложении электрического поля вдоль оси z или при асимметричном легировании барьеров (справа и слева от КЯ вводят разные концентрации примеси). Соответствующий вклад описывается гамильтонианом Рашба $\hat{H}_R = \alpha(\sigma_x k_y - \sigma_y k_x)$, в котором константа α зависит от степени асимметрии КЯ [35]. Таким образом, на двумерный электрон действует эффективное магнитное поле, линейно зависящее от k и состоящее из двух слагаемых. Рассеяние электрона приводит к флуктуациям этого поля и, следовательно, к спиновой релаксации. Теоретическая задача о спиновой релаксации в двумерной системе была решена в работе [36]. Важным преимуществом двумерных систем является то, что, изменяя параметры КЯ, можно управлять спектром электронных состояний и спин-орбитальным взаимодействием. Особенности спиновой релаксации в двумерных структурах подробно описаны в статье [37].

Кратко остановимся на очень важном эффекте: влиянии внешнего электрического поля на спиновую поляризацию электронов. Если приложить к образцу электрическое поле E , то возникнет направленное движение электронов со средней скоростью дрейфа $v_d \propto E$. Электроны будут испытывать действие регулярного (а не только флуктуационного) эффективного магнитного поля $\langle H_{\text{eff}} \rangle \propto v_d$. Действие такого регулярного поля было обнаружено в экспериментах [38] при пропускании

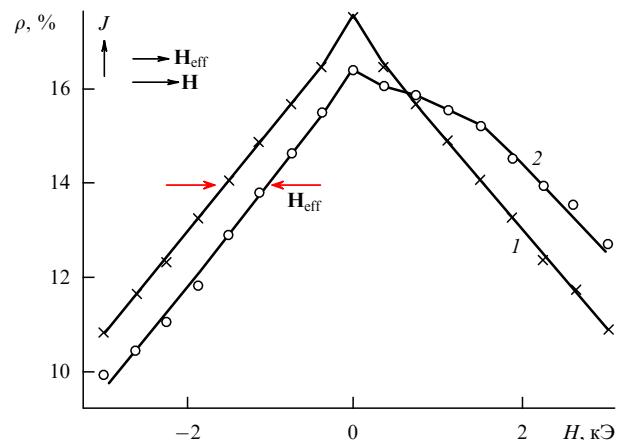


Рис. 4. Эффект Ханле в квантовой яме GaAs/GaAlAs. Кривая 2 получена при пропускании электрического тока вдоль КЯ, кривая 1 — в отсутствие электрического тока. (Из работы [38].)

тока вдоль плоскости КЯ GaAs/GaAlAs. Наблюдался сдвиг кривой Ханле на величину, пропорциональную электрическому току (рис. 4). Сдвиг был объяснён возникновением эффективного магнитного поля за счёт спин-орбитального взаимодействия. В присутствии электрического тока прецессия электронного спина происходит в поле $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \langle \mathbf{H}_{\text{eff}} \rangle$, определяемом суммой внешнего \mathbf{H}_0 и спин-орбитального $\langle \mathbf{H}_{\text{eff}} \rangle$ полей, в результате чего кривая Ханле $\rho(H)$ сдвигается на величину $\langle \mathbf{H}_{\text{eff}} \rangle$. Оценка для КЯ GaAs/GaAlAs шириной $L=10$ нм, с эффективной массой электрона $m=0,066m_0$ (m_0 — масса свободного электрона) и подвижностью $\mu \sim 10^4$ см V^{-1} с $^{-1}$ в электрическом поле $E=10$ В см $^{-1}$, даёт $\langle \mathbf{H}_{\text{eff}} \rangle = 1,1 \times 10^{-2} \mu E$ см 2 В $^{-1}$ с ≈ 1 кЭ. Как видно из рис. 4, величина сдвига кривой Ханле близка к данной оценке. Этот эффект может быть использован для быстрого и контролируемого управления спином с помощью электрического тока.

Оптическая ориентация спинов в квантовых точках. Наиболее замечательным свойством квантовых точек (КТ), делающим их привлекательными как для фундаментальных исследований, так и для приложений, является дискретность энергетической структуры. Именно вследствие дискретности энергетического спектра сильно подавляются механизмы спиновой релаксации, связанные со спин-орбитальным взаимодействием [39, 40]. Действительно, отсутствие энергетических состояний между уровнями КТ должно приводить к более жёстким (по отношению к таковым в объёмных полупроводниках или КЯ) правилам отбора при спиновых переходах и к замедлению скорости спиновой релаксации. Длительное время жизни спина электрона, локализованного в КТ, даёт принципиальную возможность его использования для реализации квантового бита.

Однако эксперименты по оптической ориентации в КТ при непрерывном возбуждении обнаружили отсутствие циркулярной поляризации излучения. Измерения с разрешением во времени также показали быстрое затухание сигнала спиновой поляризации экситонов [41]. Оказалось, что из-за сильного электронно-дырочного обменного взаимодействия экситон быстро теряет спиновую поляризацию. Однако в магнитном поле, парал-

ельном оси роста структуры, возникал заметный сигнал оптической ориентации — этот эффект называется *восстановлением оптической ориентации* [42]. Для объяснения экспериментов по оптической ориентации спинов в КТ необходимо учитывать анизотропный характер электронно-дырочного обменного взаимодействия (nano-структуры, как правило, обладают низкой симметрией — C_{2v} или ниже). Анизотропная часть обменного взаимодействия приводит к дополнительному расщеплению экситонных зеемановских подуровней. Теоретически [43, 44] и экспериментально [45] было показано, что в nano-структурах с симметрией C_{2v} радиационный дублет экситонов с проекциями углового момента $m_z = \pm 1$ (z — ось роста структуры) расщепляется на два подуровня, $|X\rangle$ и $|Y\rangle$, дипольно-активных в двух ортогональных линейных поляризациях света. Линейно поляризованный свет создаёт экситоны с заданным направлением вектора осциллирующего дипольного момента — оптическое выстраивание [6]. При возбуждении импульсом циркулярно поляризованного излучения создаётся циркулярный диполь в суперпозиционном состоянии $(|X\rangle + i|Y\rangle)/\sqrt{2}$. Эволюция этого состояния во времени сопровождается осцилляциями циркулярной поляризации с частотой $\omega = \omega_X - \omega_Y$ (эти осцилляции часто называют квантовыми биениями). В ансамбле квантовых точек из-за разброса частот прецессий (неоднородное уширение) сигнал быстро затухает [41, 46] и осцилляции трудно наблюдать. По этой же причине отсутствует сигнал оптической ориентации при стационарном возбуждении. При приложении продольного магнитного поля экситонные состояния $|X\rangle$ и $|Y\rangle$ трансформируются, превращаясь из линейных диполей в нулевом или слабом поле ($H \ll \hbar\omega/\mu_B g$) в циркулярные диполи в сильном поле ($H \gg \hbar\omega/\mu_B g$). В сильном магнитном поле наблюдается высокая циркулярная поляризация, так как она определяется длительным временем спиновой релаксации (отношение $\tau_s/(\tau + \tau_s)$ близко к единице). В промежуточных магнитных полях экситонные состояния представляют собой смесь линейного и циркулярного диполей. Если возбудить экситон в таком смешанном состоянии, то рекомбинационное излучение окажется эллиптически поляризованным. Это приводит к новому явлению — конверсии оптической ориентации в выстраивание, и наоборот [47]. Эффект конверсии наблюдался экспериментально в самоорганизованных КТ на основе соединений A^3B^5 [40] и A^2B^6 [48, 49].

Ситуация меняется в легированных КТ: оптическое возбуждение в этом случае приводит к образованию однократно заряженного экситонного комплекса — триона, в состав которого входят две дырки и один электрон или два электрона и одна дырка (заряд КТ можно изменять также с помощью внешнего электрического поля). В основном состоянии триона два одинаковых носителя заряда образуют спиновый синглет ($S_h = 0$ или $S_e = 0$) и обменное взаимодействие исчезает [50, 51]. В заряженных точках может наблюдаться оптическая ориентация как неравновесных, так и равновесных (резидентных) носителей [52] (аналог оптической ориентации в основном состоянии атомов [3]). Прямым методом спектроскопии с временным разрешением было измерено время спиновой релаксации дырок в КТ InAs/GaAs $\tau_{sh} \approx 20$ нс [53].

Кривая Ханле для трионного состояния может оказаться сложнее простого лоренцевского контура. На

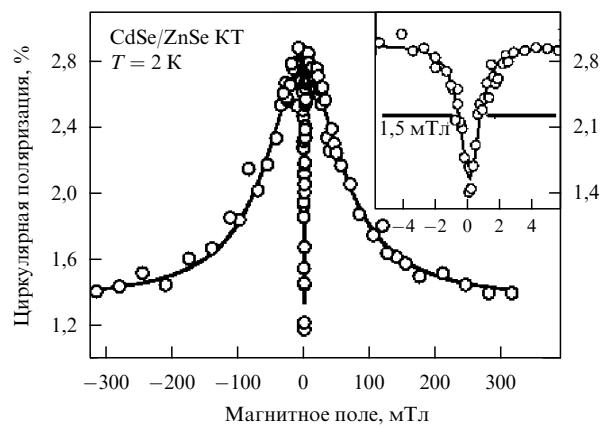


Рис. 5. Зависимость степени циркулярной поляризации от магнитного поля (эффект Ханле) в отрицательно заряженных КТ CdSe/ZnSe. Регистрация осуществляется на линии X^- -триона. Сплошная линия представляет собой комбинированный лоренцевский контур $P_C(B) = P_c/[1 + (H/H_{1/2}^c)^2] + P_h/[1 + (H/H_{1/2}^h)^2]$ с полуширинами $H_{1/2}^c = 0,75$ мТл и $H_{1/2}^h = 70$ мТл. (Из работы [54].)

рисунке 5 показана зависимость степени циркулярной поляризации излучения X^- -трионов в КТ CdSe/ZnSe от поперечного магнитного поля [54]. Немонотонная зависимость поляризации от поля свидетельствует о наличии вкладов с различными полуширинами, т.е. с различными временами жизни спина. Спад поляризации в больших полях связан с прецессией нескомпенсированного спина дырки в трионе [55]. Полуширина этой кривой $H_{1/2}^h = 70$ мТл даёт время жизни спина дырки: $T_{sh} = \hbar/\mu_B g_h H_{1/2} \approx 500$ пс. Данное время практически совпадает с временем жизни триона [56] — это означает, что время жизни спина дырки контролируется рекомбинацией, т.е. $\tau_s \gg \tau$. Время спиновой релаксации дырки τ_s по измерениям [56] превышает 10 нс. Возрастание поляризации излучения в области слабых полей кажется, на первый взгляд, парадоксальным, поскольку прецессия спина электрона всегда должна приводить к деполяризации. Однако парадокс легко разрешается, если учесть, что вклад электронов в поляризацию излучения имеет отрицательный знак [52, 53] и его уменьшение по абсолютной величине приводит к общему возрастанию поляризации. Из полуширины кривой деполяризации электронов можно определить время жизни спина $T_{se} = \hbar/\mu_B g_e H_{1/2}^e \approx 14$ нс. Очевидно, что такое большое время может быть приписано только спиновой релаксации равновесного электрона, поскольку время жизни спина фотовозбуждённого носителя ограничено существенно меньшим рекомбинационным временем. Заметим, что в продольном магнитном поле время спиновой релаксации в КТ, как и в объёмных кристаллах, существенно возрастает. Ниже рассмотрены два типичных примера возможного практического применения КТ.

Оптически программируемая спиновая память. Большие времена спиновой релаксации носителей в полупроводниковых КТ можно использовать для создания оптически программируемой памяти. Принцип её работы был продемонстрирован в работе [57], где КТ использовалась для приготовления электронного спина, последующего хранения и оптического считывания. На рисунке 6а образец с ансамблем КТ InGaAs освещается циркулярно поляризованным излучением. При поглоще-

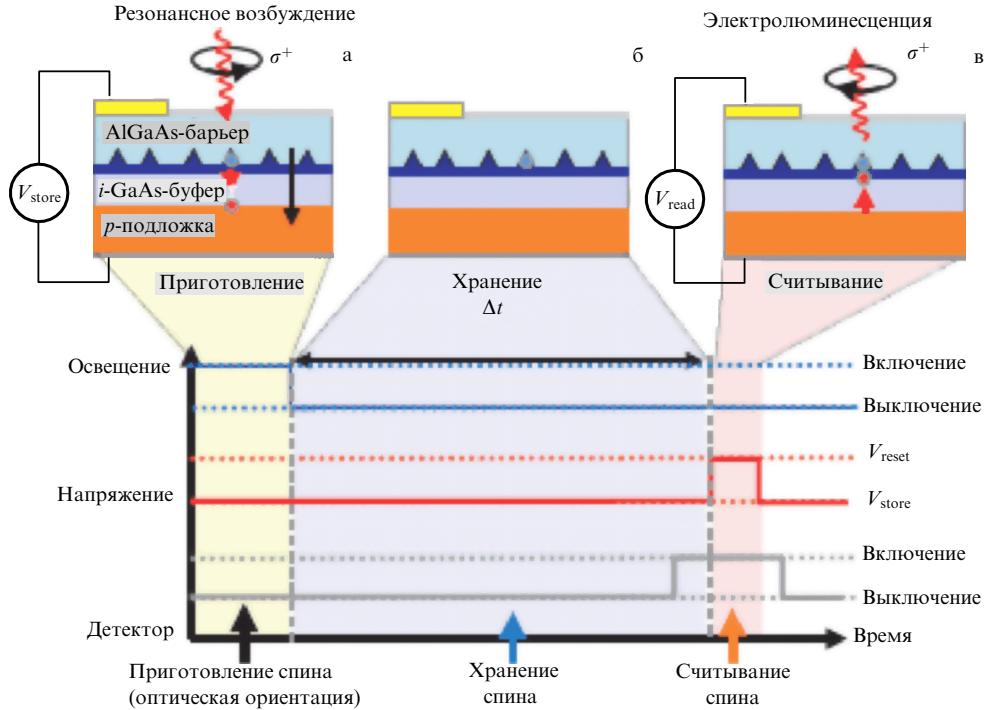


Рис. 6. Схема устройства и принцип действия оптически программируемой памяти (тёмные треугольники — квантовые точки InGaAs). (а) Резонансно возбуждённые экситоны ионизуются в сильном электрическом поле, приложенном к р-і-п-структуре: превращение фотона в заряд. Барьер из AlGaAs препятствует уходу электрона из КТ. (б) После разделения зарядов спин-поляризованный электрон хранится в КТ. (в) Считывание спинового состояния электрона при приложении обратного смещения, инжектирующего дырку в КТ. Рекомбинация дырки и электрона порождает фотон с поляризацией, определяемой спином электрона. (Из работы [57].)

нии фотона квантовой точкой образуется электронно-дырочная пара (экситон). Для того чтобы исключить обменное взаимодействие, разрушающее спиновую поляризацию, перпендикулярно слою квантовых точек подаётся обратное смещение. Электрическое поле ионизирует экситон, выбрасывая дырку из КТ. Высокий барьер из AlGaAs при этом препятствует выбросу электрона из КТ. После разделения зарядов спин-поляризованный электрон хранится в КТ. Через время Δt напряжение меняется так, что в КТ инжектируется дырка, которая рекомбинирует с электроном. В эксперименте измерялась степень циркулярной поляризации рекомбинационного излучения при различных Δt и из этой зависимости определялось время спиновой релаксации τ_s . В магнитном поле $H = 4$ Тл, например, получено $\tau_s = 20 \pm 6$ мс. Показано, что благодаря спин-орбитальному взаимодействию однофононные процессы рассеяния смешивают зеемановские подуровни и делают возможным переворот спина.

Сверхбыстрое оптическое управление спином электрона в КТ. Ещё один пример возможного применения КТ основан на использовании оптического эффекта Штарка [58]. Оптическое излучение (частотой ω и интенсивностью I), отстроенное от энергии электронного перехода ω_0 на величину $\Delta\omega = \omega - \omega_0$, индуцирует сдвиг энергии перехода на $\Delta E = D^2 I / (\omega - \omega_0) \sqrt{\varepsilon/\mu}$, где ε и μ — электрическая и магнитная проницаемости. При возбуждении КТ циркулярно поляризованным светом (σ^+) оптический переход разрешён на подуровень экситона $m_z = +1$ (волна σ^+ взаимодействует только с одним из подуровней зеемановского дублета $m_z = \pm 1$). Зеемановский подуровень $m_z = +1$ испытывает штарковский сдвиг, а подуровень $m_z = -1$ не меняет энергию: возникает расщепление между подуровнями $m_z = +1$ и $m_z = -1$. Это эквивалентно действию эффективного (штарковского) магнитного поля $H_{\text{Stark}} = \Delta E / \mu_B g$, направленного вдоль волнового вектора фотона. Используя короткие импульсы света с достаточно большой интенсивностью, можно быстро менять направление спина благодаря прецессии в штарковском поле. Следует заметить, что оптический эффект Штарка при облучении циркулярно поляризованным светом и возникновение штарковского магнитного поля допускает и иную интерпретацию в терминах обратного эффекта Фарадея [59, 60]. Оптический эффект Штарка является иллюстрацией эквивалентности действия магнитного поля и циркулярно поляризованного света.

Заметим, однако, что для широкого приборного использования КТ требуется, чтобы долгие времена жизни спина сохранялись при комнатной температуре, а это пока не достигнуто.

6. Спиновый транспорт

Транспорт спина в спиновой электронике играет такую же важную роль, как перенос заряда в обычной электронике. Такие вопросы, как спин-зависимое рассеяние, диффузия спина, перенос спина через различные интерфейсы, управление спинами с помощью электрического поля и т.д., находятся в центре внимания спиновой физики. Оптическая ориентация (оптическая инъекция) является изящным и эффективным способом создания неравновесного спина, но желательно иметь более простой, не требующий лазерных источников, способ инъекции. Были предложены такие способы, как пропускание

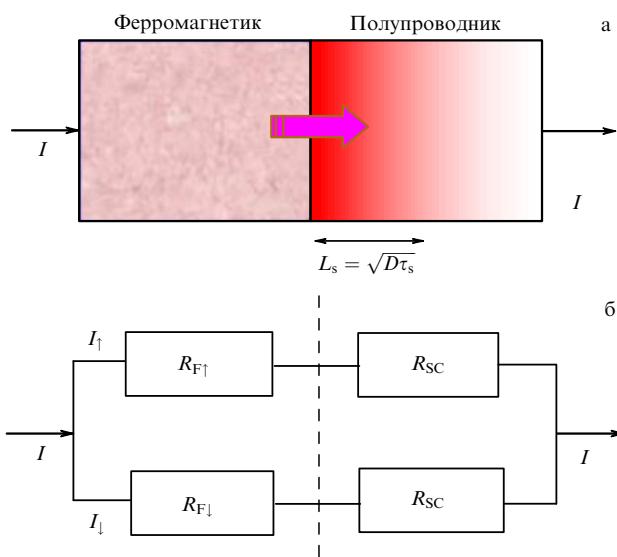


Рис. 7. (а) Схематическое изображение спиновой инжекции из ферромагнитного материала в полупроводник. Спиновая релаксация в полупроводнике приводит к уменьшению неравновесного спина при удалении от границы. (б) Эквивалентная схема контакта ферромагнетик/полупроводник в виде параллельного соединения сопротивлений. По верхней части цепи протекают электроны, поляризованные против вектора намагниченности ферромагнетика, а по нижней части — по вектору намагниченности. Несмотря на то что $R_{F\downarrow} \neq R_{F\uparrow}$, ток не поляризован: поскольку $R_{F\uparrow,\downarrow} \ll R_{SC}$, токи в верхней (I_\uparrow) и нижней (I_\downarrow) частях цепи почти совпадают: $I_\uparrow = U/(R_{F\uparrow} + R_{SC}) \approx U/R_{SC}$ и $I_\downarrow = U/(R_{F\downarrow} + R_{SC}) \approx U/R_{SC}$.

тока через ферромагнитный контакт (*спиновая инжекция*) и пропускание тока через полупроводник (*спиновый эффект Холла, генерация спина электрическим током*).

Электрическая спиновая инжекция. Идея создания неравновесной спиновой поляризации в полупроводнике при пропускании тока через ферромагнитный контакт принадлежит А. Аронову и Г. Пикусу [9]. Вследствие особенностей зонной структуры ферромагнетика, проводимости двух групп электронов с магнитными моментами, направленными параллельно и антипараллельно намагниченности, различны ($\sigma_{F\uparrow} \neq \sigma_{F\downarrow}$). Если рассеяние электронов происходит преимущественно без переворота спина, то две группы электронов не смешиваются и ток в ферромагнетиках оказывается спин-поляризованным, $I_\uparrow \neq I_\downarrow$, как показано на рис. 7а. Для выполнения указанного условия необходимо, чтобы время рассеяния по импульсу τ_{tr} (транспортное время) было существенно меньше, чем время спиновой релаксации τ_s : $\tau_{tr} \ll \tau_s$. Во многих ферромагнетиках это условие выполняется уже при комнатной температуре. При инжекции спиновая ориентация в полупроводнике существует на длине диффузии спина $L_s = \sqrt{D\tau_s}$ (D — коэффициент диффузии). В экспериментальной работе [10] была реализована спиновая инжекция в GaAs из ферромагнитной никелевой иглы сканирующего туннельного микроскопа. В дальнейшем оказалось, что в гетероструктуре из ферромагнитного металла с полупроводником спиновая инжекция неэффективна [61]. Физическое объяснение этой проблемы было дано в работах [62, 63]. На рисунке 7б приведена эквивалентная схема контакта ферромагнетик/полупроводник в виде параллельно соединенных сопротивлений ферромагнетика $R_{F\uparrow} \propto \sigma_{F\uparrow}^{-1}$,

$R_{F\downarrow} \propto \sigma_{F\downarrow}^{-1}$ и полупроводника R_{SC} . Низкий коэффициент спиновой инжекции γ , который определяется как $\gamma = (I_\uparrow - I_\downarrow)/(I_\uparrow + I_\downarrow)$, обусловлен большим различием проводимостей контактирующих материалов — металла и полупроводника. Действительно, в силу неравенства $R_{F\uparrow,\downarrow} \ll R_{SC}$ токи I_\uparrow и I_\downarrow практически совпадают, что означает отсутствие спиновой инжекции. Обойти эту проблему можно двумя путями: а) использовать в качестве спинового инжектора ферромагнитный полупроводник с $R_{F\uparrow,\downarrow} \approx R_{SC}$; б) использовать обычный металлический ферромагнетик, но с высоким сопротивлением контакта, $R_c > R_{SC}$ [64]. Для достижения условия $R_c > R_{SC}$ иногда между ферромагнетиком и полупроводником наносят туннельную прослойку диэлектрика [65]: в этом случае туннельный ток становится спин-зависимым. Успех первого эксперимента по спиновой инжекции был обусловлен именно тем, что использовался туннельный микроскоп. Спиновая инжекция из ферромагнитного полупроводника типа GaMnAs в GaAs была осуществлена в работах [66, 67].

Спиновый эффект Холла. Эффект состоит в возникновении спинового потока в направлении, перпендикулярном электрическому току. Спиновый поток q_{ij} пропорционален приложенному электрическому полю E_k : $q_{ij} = \beta n \epsilon_{ijk} E_k$, где ϵ_{ijk} — антисимметричный тензор, β — константа спин-орбитального взаимодействия, n — концентрация носителей [7]. Спиновый поток, в свою очередь, приводит к накоплению неравновесного спина на гранях образца (рис. 8б). Зарядовый ток в поперечном направлении не возникает, и напряжение на боковых гранях образца (холловских контактах) тождественно равно нулю. Но если инжектировать в образец ток со спиновой поляризацией P (спиновая инжекция), то в поперечном направлении возникнет зарядовый холлов-

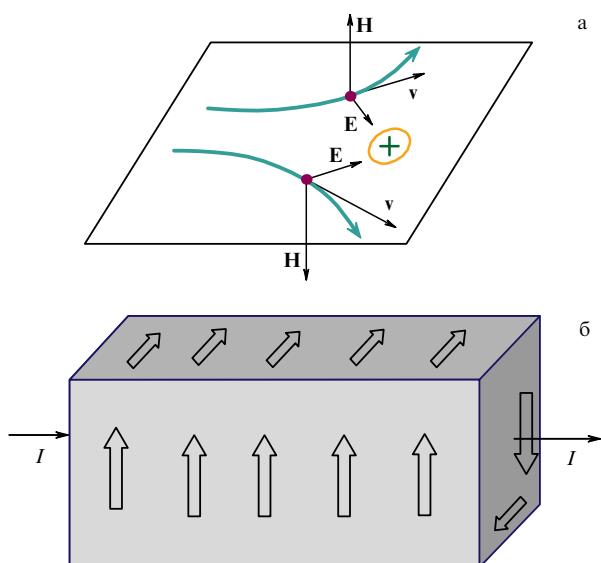


Рис. 8. Спиновый эффект Холла. (а) Рассеяние электрона на примеси слева или вправо. Электрон, движущийся со скоростью v в электрическом поле E примеси, "видит" магнитное поле $\mathbf{H} = (v \times \mathbf{E})/c$, где c — скорость света. Знак магнитного поля зависит от направления рассеяния. (б) Возникает спиновый ток, перпендикулярный протекающему электрическому току I . На боковых гранях образца появляется спиновая поляризация (двойные стрелки). Область существования спиновой поляризации вблизи поверхности образца определяется длиной диффузии спина $L_s = \sqrt{D\tau_s}$.

ский ток $j_H \propto \beta n E \times P$ [7] и холловское напряжение U_H . Один из наиболее важных микроскопических механизмов спинового эффекта Холла состоит в асимметрии рассеяния электронов: за счёт спин-орбитального взаимодействия электроны с противоположными спинами рассеиваются преимущественно в противоположные стороны [68] (рис. 8а). Существенной особенностью эффекта является то, что вклад в асимметрию даёт только компонента спиновой поляризации, перпендикулярная плоскости рассеяния: сечение рассеяния пропорционально произведению Pn , где $n \propto k \times k'$ — единичный вектор, перпендикулярный плоскости рассеяния, k и k' — импульсы электрона до и после рассеяния. Спиновый эффект Холла экспериментально был обнаружен в 2004 г. в тонкой пленке GaAs при $T = 30$ К [69], а спустя два года эффект наблюдался при комнатной температуре

в пленках полупроводника ZnSe [70]. Спиновая поляризация, накапливающаяся на краях образца, измерялась магнитооптическим способом по углу вращения плоскости поляризации света, отраженного от образца (эффект Керра). На рисунке 9а, б показаны схема эксперимента и зависимость амплитуды сигнала от координаты вдоль поверхности образца. Амплитуда сигнала пропорциональна проекции спина на ось z . Видно, что амплитуда керровского вращения вблизи краёв образца, где происходит накопление спина, имеет противоположный знак, а в средней части образца равна нулю. При температуре 30 К величина спиновой концентрации и величина спиновой проводимости Холла (отношение поперечного спинового тока к электрическому полю, приложенному вдоль проводника) в пленке GaAs составили соответственно $n = 16\mu_B \text{ мкм}^{-3}$ и $\sigma = j_s/E \approx 3 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$. При повышении температуры до комнатной спиновая концентрация и спиновая проводимость Холла уменьшаются в 10 и 6 раз соответственно, однако остаются измеримыми [70].

В работах [71, 72] также было предсказано возникновение спиновой поляризации при протекании электрического тока. Однако происхождение такой поляризации связано не с рассеянием, а с "больцмановской" заселённостью зеемановских подуровней в эффективном магнитном поле H_{eff} , возникающем при протекании тока [38]. В случае статистики Больцмана спиновая поляризация пропорциональна $\mu_B H_{eff}/kT$, а в случае фермиевской статистики — $\mu_B H_{eff}/E_F$ (T и E_F — температура и энергия Ферми). Экспериментально этот эффект обнаружен для двумерного дырочного газа в структуре GaAs/GaAlAs в работах [73, 74], а в случае электронного газа — в [75, 76].

Механизмы и проявления спинового эффекта Холла подробно описаны в [14].

Обратный спиновый эффект Холла. Существует и обратный эффект — при создании спиновой поляризации P может возникнуть электрический ток $j/e \propto \delta \text{ rot } P$ [77]. Этот эффект наблюдался в экспериментах [78]. Циркулярно поляризованный свет поглощался у поверхности полупроводника GaAs и создавал поляризацию P и диффузионный ток вдоль оси z (рис. 10). Хотя при этом существует градиент поляризации — $dP_z/dz \neq 0$, но так как $P \parallel z$, $\text{rot } P = 0$, поэтому ток в плоскости образца не возникает. Необходимо, чтобы спин имел составляющую, параллельную плоскости образца. При приложении магнитного поля H_x вследствие прецессии спина в магнитном поле появляется z -компоненты вектора P , что и приводит к появлению отличного от нуля тока $j \propto \text{rot } P \propto e_x dP_y/dz$. На рисунке 10б показана зависимость возникающего на контактах напряжения U от магнитного поля. Зависимость $U(H)$ полностью воспроизводит зависимость $P_y(H)$. В этом эксперименте, по-видимому, впервые был продемонстрирован принцип электрической регистрации спинового эффекта Холла.

Заметим, что поглощение циркулярно поляризованного света в полупроводниках может привести к появлению электрического тока и в отсутствие магнитного поля (в рассмотренном выше примере (рис. 10б) ток возникает в магнитном поле). Это явление, известное как циркулярный фотогальванический эффект, обусловлено асимметрией элементарных процессов фотовозбуждения и имеет место только в гиротропных средах [79]. Впервые возникновение тока при однородном освещении гиротропного кристалла теллура циркулярно поляризованным светом наблюдалось в экспериментах [80]. Как и ожидалось,

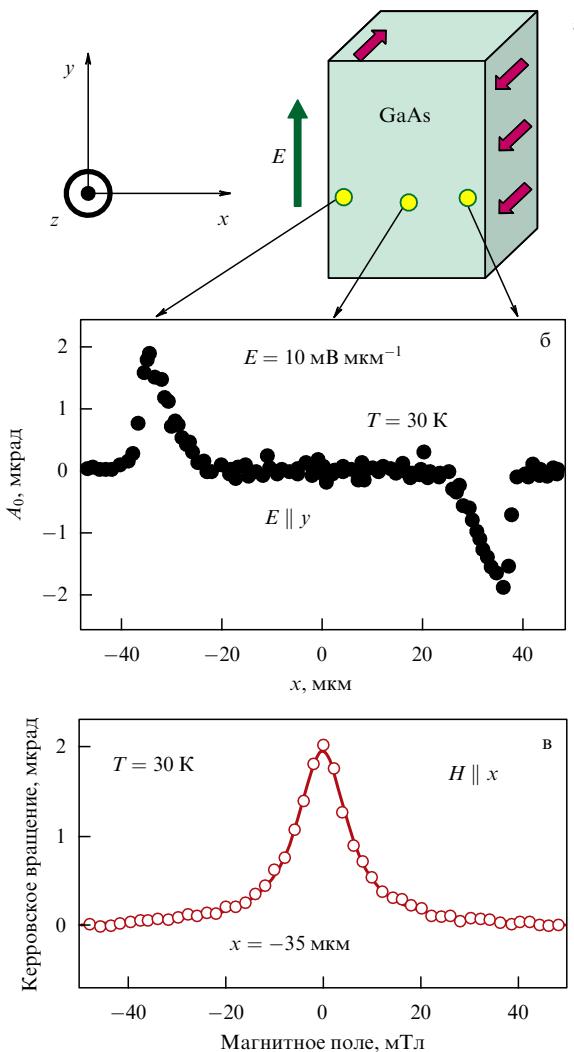


Рис. 9. Экспериментальное обнаружение спинового эффекта Холла. (а) Схема эксперимента. Вдоль оси y пропускается электрический ток. (б) Измеряется амплитуда A_0 керровского вращения с передней поверхности образца в зависимости от координаты x . Сигнал пропорционален проекции спина на ось z . Пространственная ширина пиков керровского вращения при $x = \pm 35$ мкм определяется длиной диффузии спина. (в) Зависимость сигнала при $x = -35$ мкм от магнитного поля $H \parallel x$ (кружки). Прецессия в магнитном поле приводит к деполяризации неравновесного спина и уменьшению амплитуды керровского вращения. Сплошная линия — аппроксимация лоренцевской кривой. (Из работы [66].)

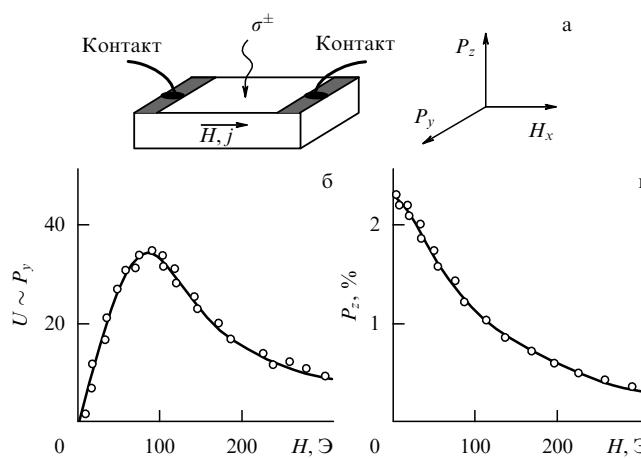


Рис. 10. Обратный спиновый эффект Холла. (а) Образец с контактами и геометрия эксперимента; циркулярно поляризованный свет поглощается у поверхности полупроводника и создает спиновую поляризацию P_z . (б) В поле H_x появляется поляризация P_y , которая приводит к возникновению тока и, соответственно, напряжения $U \sim P_y$ на контактах. (в) Зависимость P_z от магнитного поля $H = H_x$ (эффект Ханле). (Из работы [75].)

направление тока менялось на противоположное при инверсии знака циркулярной поляризации света. Обзор по циркулярным фотогальваническим эффектам вnano-структурах приведён в работе [81].

Генерация спина электрическим током. В работе [8] обнаружено изменение угла поворота плоскости поляризации линейно поляризованного света при пропускании электрического тока через гиротропный кристалл теллура. Угол дополнительного вращения пропорционален току и меняет знак при изменении его направления (рис. 11). Свет распространялся вдоль оси C_3 теллура (симметрия кристалла D_3). Происхождение эффекта поясняется на рис. 11б, где изображена зонная структура теллура. Сильное спин-орбитальное взаимодействие в валентной зоне приводит к взаимному сдвигу в

k -пространстве подзон с проекциями углового момента $J_z = \pm 3/2$. Вследствие этого валентная зона становится двугорбой, так что экстремум подзоны $J_z = +3/2$ оказывается в точке $k_z = +k_0$, а экстремум $J_z = -3/2$ — в точке $k_z = -k_0$. Электрическое поле $E = E_z$ приводит к нарушению симметрии функции распределения относительно k_z , индуцируя преимущественное заселение дырочных состояний с $J_z = +3/2$, т.е. поляризацию спинов дырок. Это автоматически приводит к изменению вероятностей межзонных переходов (поглощение и преломление) для поляризованных по кругу компонент σ^+ и σ^- . Следует особо отметить большую величину эффекта (по сравнению с другими спиновыми эффектами): при токе $j = 700$ А см^{-2} угол поворота плоскости поляризации $\varphi = 2,5 \times 10^{-2}$ рад. Напомним, величина керровского угла в спиновом эффекте Холла составляет несколько микрорадиан. Возможность изменить угол поворота плоскости поляризации при пропускании тока была предсказана в работе [82].

7. Спинtronика

Предназначение спинtronики состоит в использовании фундаментальных знаний в области спин-зависимых явлений для разработки (создания) устройств хранения и обработки информации. Последние годы металлическая спинtronика продемонстрировала впечатляющие успехи [83]. Однако принципиальная невозможность усиления электрических сигналов сильно ограничивает возможности металлической спинtronики. Не существует металлического аналога биполярного транзистора, в котором ток базы сопровождался бы многократно усиленным током эмиттер-коллектора. Полупроводниковая спинtronика призвана интегрировать лучшие качества двух систем, пока существующих независимо, — полупроводниковой логики и магнитной памяти. Возможное направление на этом пути — разработка новых гибридных устройств полупроводник/ферромагнетик, которые могли бы играть роль как логики, так и памяти и могли бы изготавливаться в рамках одной

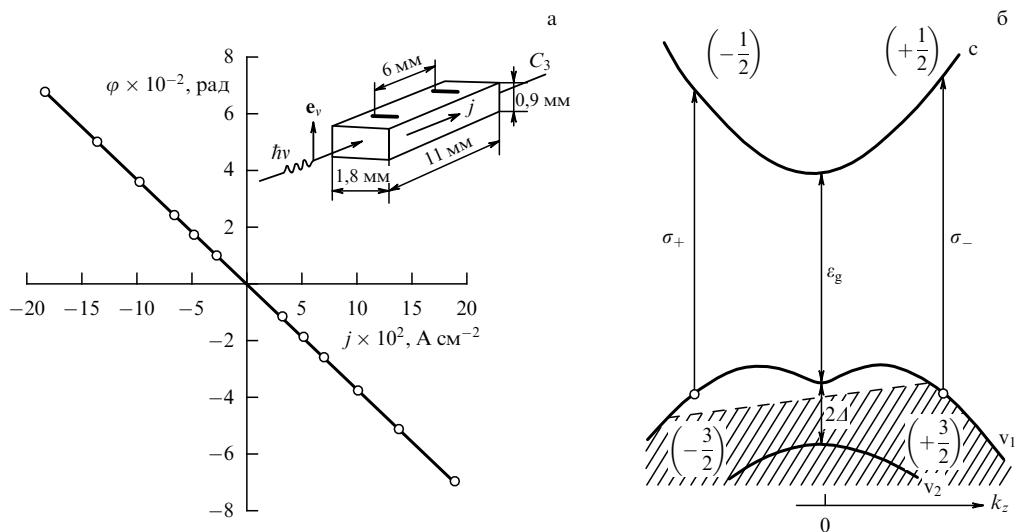


Рис. 11. Генерация спина электрическим током. (а) Зависимость дополнительного угла поворота φ плоскости поляризации света от плотности тока в теллуре с концентрацией дырок $n_h = 1,5 \times 10^{17}$ см⁻³ при температуре 77 К. Ток течёт вдоль оси C_3 гиротропного кристалла, линейно поляризованный свет распространяется вдоль той же оси. (б) Зонная структура теллура: с — зона проводимости, v_1 и v_2 — валентные зоны, штриховая прямая — уровень Ферми дырок в электрическом поле. Подзоны с проекциями углового момента $J_z = +3/2$ и $J_z = -3/2$ сдвинуты в k -пространстве. (Из работы [8].)

технологии. Преимуществами спинtronики считаются энергонезависимость, малые токи утечки, малая энергия переключения, высокое быстродействие. Высокое быстродействие устройств спинtronики может быть достигнуто благодаря тому, что не обязательно перемещать в пространстве заряд и связанную с ним массу. Для переключения состояния достаточно лишь поменять спиновое состояние (поворнуть спин).

Можно сформулировать необходимые условия успешного осуществления идей полупроводниковой спинtronики:

1. Устройства существенно используют спин-поляризованные носители — необходим источник спин-поляризованных носителей. Инжекция носителей из ферромагнитного материала в полупроводник решает эту задачу. Альтернативно можно использовать ферромагнитный полупроводник, в котором существует равновесная спиновая поляризация собственных носителей. Такой ферромагнитный полупроводник должен иметь точку Кюри выше комнатной температуры, достаточно высокую подвижность и допускать создание областей с n- и p-проводимостью в одном кристалле.

2. Поляризованные по спину носители необходимо перенести через интерфейс между различными полупроводниковыми материалами или на определённое расстояние внутри полупроводника без потери поляризации — требуется большая длина диффузии спина.

3. Время жизни спина должно быть достаточно большим, для того чтобы можно было произвести желаемые операции. Поскольку в устройствах предполагается использовать материалы как n-типа, так и p-типа, эти требования относятся к обоим типам проводимости.

4. Возможность управления спиновым состоянием электрона с помощью внешних полей, в особенности электрического поля.

Использование ферромагнитных полупроводников с хорошими электрическими и магнитными характеристиками во многом решает задачу интеграции. Проблема состоит лишь в том, что ферромагнитных полупроводников с удовлетворительными свойствами пока не существует. Один из перспективных кандидатов в такие материалы — арсенид галлия, легированный марганцем. Принято считать, что локальные магнитные моменты атомов Mn ориентируют спины подвижных дырок, которые образуются при замещении галлия марганцем. Однако при введении достаточной концентрации марганца ухудшаются электрофизические характеристики материала. Это объясняется сильной дефектностью образцов: длина свободного пробега носителей обычно не превышает 10 Å. Кроме того, температура Кюри в GaMnAs, которая не превышает 150 K, ещё далека от комнатной [88].

В связи с первым условием возникает вопрос: является ли ферромагнетизм необходимым компонентом полупроводниковой спинtronики? Использование спин-орбитального взаимодействия для генерации и детектирования спина позволяет избежать необходимости применения ферромагнетика и трудностей, связанных с включением локальных магнитных полей в архитектуру спиновых устройств. Как мы видели в разделах 3 и 6, во многих случаях спиновую поляризацию в полупроводниках можно создавать и детектировать оптически или электрически. К сожалению, эффекты, вызванные спин-орбитальным взаимодействием, в большинстве случаев малы

и заметны только при низких температурах. Поэтому на их основе пока не создано конкретных приборов. В связи с этим актуальной задачей является поиск и исследование новых материалов, в которых эти эффекты были бы достаточно велики и наблюдались бы при комнатной температуре.

Спиновый транзистор. В 1990 г. было предложено устройство, которое авторы назвали электронным аналогом электро-оптического модулятора [11] (название правильно отражает суть устройства). Это изобретение, более известное под названием спинового транзистора, дало мощный толчок фундаментальным и прикладным исследованиям по спинtronике, несмотря на то что до сих пор не нашло реального практического применения. Устройство похоже на полевой транзистор: оно имеет исток, сток и двумерный электронный канал с управляемой проводимостью. Исток и сток, в отличие от таковых в обычном транзисторе, сформированы из ферромагнитного металла (Fe) и служат в качестве поляризатора и анализатора электронного спина. Первый инжектирует поляризованные носители в двумерный слой, а второй — определяет пропускание устройства, поскольку величина тока зависит от взаимной ориентации среднего спина электронов и намагниченности стока. При движении в двумерном канале электрон испытывает действие эффективного поля Рашибы и его спин поворачивается на определённый угол. При подаче напряжения на затвор транзистора константа Рашибы α изменяется, что приводит к изменению угла поворота и, следовательно, тока. Рассеяние электронов в канале вызывает перемешивание спиновых состояний, поэтому описанный спиновый транзистор может успешно работать только в баллистическом режиме.

В работе [84] предложена "небаллистическая" версия спинового транзистора, в которой используется возможность изменять относительные вклады взаимодействий Дрессельхауза и Рашибы. В частности, при $\alpha = \beta$ спиновая волновая функция не зависит от импульса частицы и при рассеянии спин сохраняется. Устройство работает следующим образом. В исходном (выключенном) состоянии $\alpha \neq \beta$ и инжектированные спины в результате рассеяния деполяризуются, прежде чем доходят до стока. Ток в этом случае равен половине от максимально возможного, реализуемого при параллельной ориентации спина электронов и намагниченности стока. Затем на затвор подаётся такое напряжение, которое обеспечивает равенство вкладов Дрессельхауза и Рашибы: $\alpha = \beta$. В этом (включённом) состоянии рассеяние не приводит к спиновой релаксации и электронный спин переносится из истока в сток без потерь. Ясно, что ток через устройство в этом случае (при предположении параллельной намагниченности ферромагнитных контактов) будет максимальным. Нетрудно также видеть, что ток можно модулировать при переключении между двумя состояниями: $\alpha = +\beta$ и $\alpha = -\beta$, подавая соответствующие напряжения на затвор. Об экспериментальной реализации спинового транзистора на основе двумерного газа с высокой подвижностью в InAs, работающего при температуре 1,8 K, сообщается в работе [85]. Задачи, решаемые спиновым транзистором, "по плечу" обычным полевым транзисторам, не использующим спины электронов. Главным преимуществом спинового транзистора считается то, что токи утечки и энергия переключения могут быть сделаны существенно меньшими, чем в

существующих и будущих комплементарных металлооксид-полупроводниковых (КМОП) транзисторах. Критика различных вариантов спинового транзистора содержится в работе [86].

Квантовые вычисления. Спиновые степени свободы можно использовать для организации квантовых вычислений. Квантовая частица, которая, в отличие от классической, может находиться в суперпозиционном состоянии, представляет собой квантовый бит информации или *кубит* — квантовый аналог классического бита. Наиболее распространённым примером кубита является электронный спин, находящийся в суперпозиции базисных состояний $-1/2$ и $+1/2$. Для организации квантовых вычислений со спиновыми кубитами требуются материалы с большими временами спиновой релаксации. Время существования спина должно быть больше, чем время, необходимое для проведения с ним квантовых операций (пространственные повороты спина в эффективном или во внешнем магнитном поле, считывание информации). Считается, что время одной операции с квантовыми кубитами порядка 1 нс. Следовательно, для совершения нескольких операций необходимо время порядка 10 нс или более.

Спиновые состояния электронов в КТ рассматриваются как вероятные кандидаты в логические состояния квантовых битов. Например, избыточный электрон, занимающий размерно-квантованный энергетический уровень в зоне проводимости полупроводниковой КТ ("искусственного атома"), представляет собой один кубит, а пара таких КТ ("искусственная молекула") является уже двухкубитной системой, операции с которой предполагается осуществлять, управляя обменным взаимодействием между электронами с помощью электрических импульсов. Электронный спин в КТ можно также считывать и инициализировать оптически [87]. Поглощение фотона в КТ, содержащей электрон, приводит к образованию триона $|J_z, S_z, S'_z\rangle$, где J_z , S_z и S'_z — проекции спинов дырки и двух электронов в трионе. Если в исходном состоянии электрон в КТ имеет проекцию спина $S'_z = +1/2$ ($S'_z = -1/2$), то разрешён переход с поглощением σ^+ -фотона (σ^- -фотона) и образованием триона $|+3/2, -1/2, +1/2\rangle$ ($| -3/2, +1/2, -1/2\rangle$). Рекомбинация в этих состояниях сопровождается излучением σ^+ - или σ^- -фотона, т.е. однозначно определяется проекцией спина электрона S'_z в исходном состоянии, что позволяет считывать спиновое состояние электрона.

Для создания модулей памяти и логических устройств также предлагается использовать спин ядра. Одна из идей заключается в том, чтобы использовать спин электрона в качестве "шины" для передачи данных в ядра (через контактное взаимодействие), где эти данные могли бы обрабатываться или сохраняться. Считывание осуществляется также с помощью электронного спина, локализованного на примесном центре (дефекте) или в КТ. Преимуществом ядерного спина является то, что поляризация ядер сохраняется долго (несколько дней или недель, в зависимости от температуры). В статьях [88, 89] предложены различные варианты конструкций квантовых компьютеров на основе КТ.

Равновесный спин и спинтроника. Использование спина в устройствах полупроводниковой спинtronики, как уже отмечалось выше, требует больших времён жизни спина. При комнатной температуре неравновесный спин нестабилен — затухает за короткое время (10 —

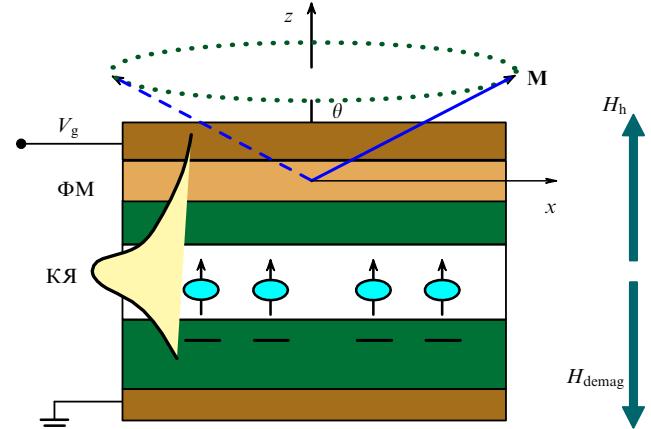


Рис.12. Схематическое изображение структуры, обеспечивающей динамическое переключение намагниченности на основе эффекта близости. Квантовая яма отделена от ферромагнитного слоя (ФМ) тонким барьером. Сверху — тонкий полупрозрачный слой металла, используемый для управления обменной связью дырок (кружки) и ФМ. При подаче напряжения дырки или притягиваются к металлу, или отталкиваются от него. (Адаптированный рисунок из [87].)

100 пс). Для того чтобы обойти эту трудность, необходимо научиться использовать равновесный спин. Привлекательно использовать так называемый *эффект близости* в гибридной системе ферромагнетик (ФМ) — полупроводник. Если ферромагнетик находится достаточно близко к электронной системе полупроводника, то происходит обменное связывание их спиновых систем. Уникальность такой связанной системы заключается в возможности разделения функций хранения и управления: хранение спина осуществляется в ферромагнетике, а управление спином можно организовать с помощью полупроводника.

В работе [90] рассмотрено обменное связывание ФМ с двумерным дырочным газом (2DHG) (рис. 12) и предложен принцип переключения намагниченности плёнки ферромагнетика, нанесённой на полупроводник [90, 91]. Суть предложения заключается в следующем. Основное состояние дырки в валентной зоне соответствует тяжёлым дыркам, угловой момент которых $J = 3/2$ привязан к направлению нормали (ось z) к КЯ. Вследствие этого обменное взаимодействие 2D-дырок с магнитными атомами ферромагнетика анизотропно [92]. Обменная энергия, приходящаяся на единицу поверхности, пропорциональна произведению z -компоненты среднего спина дырок $\langle J_z \rangle$ и z -компоненты единичного вектора \mathbf{m} вдоль вектора намагниченности \mathbf{M} : $E_{\text{ex}} = -Anm_z\langle J_z \rangle$, где A — обменная константа, n — поверхностная концентрация дырок. Обменное взаимодействие (обменное поле ферромагнетика H_{FM}) расщепляет состояние дырки с $J_z = \pm 3/2$ на величину $A \sim 0,1$ эВ, в результате чего дырки поляризуются. Поляризованные по оси z дырки, в свою очередь, создают обменное поле H_{hz} , стремящееся направить намагниченность ферромагнетика вдоль нормали и понизить обменную энергию E_{ex} . Согласно [91], обменное поле $H_{\text{hz}} = An\langle J_z \rangle/Md$ (где d — толщина плёнки). Однако выход вектора \mathbf{M} из плоскости плёнки сопровождается появлением размагничивающего поля напряжённостью $H_{\text{demag}} = -4\pi M_z$ ($H_{\text{demag}} \sim 1$ кЭ). В равновесии намагниченность направлена под некоторым углом θ к оси z , так что размагничивающее поле

уравновешивается обменным полем. Таким образом, анизотропное обменное взаимодействие с дырками контролирует намагниченность ФМ. Очевидно, что величина обменной связи зависит от расстояния между ФМ и дырками. Приложенное к затвору напряжение V_g (см. рис. 12) притягивает или отталкивает дырки, меняя силу обменной связи с ферромагнетиком. При подаче положительного потенциала на затвор можно уменьшить (в идеале — убрать совсем) обменное поле дырок. Тогда намагниченность \mathbf{M} , составляющая угол θ с полем H_{demag} , начнёт прецессировать вокруг него. При определённой длительности импульса электрического поля намагниченность поворачивается на 180° . Таким образом, можно осуществлять динамическое управление намагниченностью ферромагнетика с помощью обменно-связанной с ним полупроводниковой КЯ. Преимущество этого предложения состоит в том, что устройство может работать при комнатной температуре (при выборе соответствующего ферромагнетика [91]).

Экспериментально обменное связывание ферромагнитного полупроводника GaMnAs с дырками в близлежащей КЯ GaAs наблюдалось в работе [93]. Обменное взаимодействие с ФМ индуцирует равновесную поляризацию дырок в КЯ, которую наблюдали по циркулярной поляризации люминесценции из КЯ, помещённой в магнитное поле. Электрическое поле, приложенное перпендикулярно плоскости КЯ, вызывает деформацию волновой функции дырки, приближая или удаляя её от ФМ-слоя. Измерения показали, что величина циркулярной поляризации люминесценции из КЯ зависит от приложенного электрического поля.

Отметим, что электрическое переключение намагниченности (запись информации) является одной из важнейших технических задач спинtronики (вторая часть этой задачи — электрическое считывание информации в виде намагниченности ферромагнетика — решена с помощью эффекта гигантского магнетосопротивления). Сравнительно легко такое переключение осуществляется в ФМ на основе разбавленных магнитных полупроводников. Поскольку ферромагнетизм в разбавленных магнитных полупроводниках вызван косвенным обменным взаимодействием, которое осуществляется дырками, то изменение их концентрации приводит к изменению температуры Кюри. В работе [94] продемонстрировано электрическое управление намагниченностью ферромагнитного слоя в структуре InAs/InMnAs. При приложении электрического напряжения к затвору изменялась петля гистерезиса, что связывалось авторами с изменением концентрации дырок в слое InMnAs. Результаты экспериментов также легко интерпретируются на основе эффекта близости [90].

8. Заключение

К настоящему времени открыто много новых интересных спин-зависимых эффектов в полупроводниках и гибридных структурах с магнетиками и на их основе предложено большое количество устройств. Разработаны методы генерации, управления и детектирования спина — на них основывается работа будущих устройств спинtronики. Синтезированы и всесторонне исследованы ферромагнетики на основе полупроводников группы A_3B_5 . Вместе с тем конкретных приложений спиновых явлений в полупроводниках пока нет. Трудности связаны с большой скоростью спиновой релаксации

электронов в полупроводниках и отсутствием ферромагнитных полупроводников при комнатной температуре. Решение проблемы спиновой релаксации электронов намечено в работах [33, 34]. Ферромагнитные полупроводники имеют хорошие перспективы для практических применений ввиду лёгкости управления намагниченностью. Однако их качество пока недостаточно высокое: ФМ-полупроводники характеризуются большой концентрацией дефектов, неоднородностью, низкой подвижностью. Альтернативой могут быть гибридные системы полупроводников с металлическими или диэлектрическими ферромагнетиками. Именно в таких гибридных системах могут найти приложение спиновые явления в полупроводниках в ближайшем будущем. Необходимо, кроме того, преодолеть технологические сложности, связанные с дефектами на интерфейсе, образованием интерфейсных слоёв и т.д.

Особенностью многих спин-зависимых эффектов является их малость. Например, спиновый эффект Холла мал в меру малости спин-орбитальной связи. Представляется целесообразным направить усилия на поиск и исследование новых материалов и структур с заранее заданными свойствами, с симметрией, разрешающей возникновение тех или иных спиновых эффектов. Необходимо разработать методы расчёта таких структур, научиться предсказывать их свойства и количественно определять параметры. В качестве примера материала, в котором эффект (вращение плоскости поляризации света) достаточно сильно проявляется, можно указать кристалл теллура с его уникальной зонной структурой.

Сейчас спиновые явления активно исследуются не только в полупроводниках, но и в металлах, диэлектриках, органических материалах. Среди последних работ — исследования возможностей использования спиновых дефектов в алмазе (так называемых NV-дефектов, NV — от англ. "nitrogen vacancy") для хранения и обработки квантовой информации. Несомненным достоинством этой системы является то, что NV-дефекты обладают большим временем спиновой релаксации при комнатной температуре [95, 96].

Успехи металлической спинtronики, а также достигнутое глубокое понимание физики спиновых процессов в полупроводниках и гибридных системах с ферромагнетиками позволяют надеяться на скорый прогресс полупроводниковой спинtronики.

Список литературы

1. Hanle W T Z. Phys. **30** 93 (1924)
2. Wood R W, Ellett A Phys. Rev. **24** 243 (1924)
3. Kastler A Science **158** 214 (1967)
4. Lampel G Phys. Rev. Lett. **20** 491 (1968)
5. Parsons R R Phys. Rev. Lett. **23** 1152 (1969)
6. Meier F, Zakharchenya B P (Eds) *Optical Orientation* (Amsterdam: North-Holland, 1984) [Захарченя Б П, Майер Ф (Ред.) *Оптическая ориентация* (Л.: Наука, 1989)]
7. Дьяконов М И, Перељ В И *Письма в ЖЭТФ* **13** 206 (1971) [D'yakonov M I, Perel V I JETP Lett. **13** 144 (1971)]
8. Воробьев Л Е и др. *Письма в ЖЭТФ* **29** 485 (1979) [Vorob'ev L E et al. JETP Lett. **29** 441 (1979)]
9. Аронов А Г, Пикус Г Е *ФТП* **10** 1177 (1976) [Aronov A G, Pikus G E Sov. Phys. Semicond. **10** 698 (1976)]
10. Alvarado S F, Renaud P Phys. Rev. Lett. **68** 1387 (1992)
11. Datta S, Das B Appl. Phys. Lett. **56** 665 (1990)
12. The Discovery of Giant Magnetoresistance (Scientific Background on the Nobel Prize in Physics 2007), http://www.kva.se/Documents/Priser/Nobel/2007/sciback_fy_en_07.pdf

13. Kusrayev Yu G, Landwehr G (Eds) *Semicond. Sci. Technol.* **23** (11) (2008), Special Issue "Optical Orientation"
14. Dyakonov M I (Ed.) *Spin Physics in Semiconductors* (Berlin: Springer, 2008)
15. Elliott R J *Phys. Rev.* **96** 266 (1954)
16. Dresselhaus G *Phys. Rev.* **100** 580 (1955)
17. Дьяконов М И, Перель В И *ФТТ* **13** 3581 (1971) [D'yakonov M I, Perel' V I *Sov. Phys. Solid State* **13** 3023 (1972)]
18. Бир Г Л, Аронов А Г, Пикус Г Е *ЖЭТФ* **69** 1382 (1975) [Bir G L, Aronov A G, Pikus G E *Sov. Phys. JETP* **42** 705 (1976)]
19. Fishman G, Lampel G *Phys. Rev. B* **16** 820 (1977)
20. Crooker S A et al. *Phys. Rev. B* **56** 7574 (1997)
21. Akimoto R et al. *Phys. Rev. B* **57** 7208 (1998)
22. Camilleri C et al. *Phys. Rev. B* **64** 085331 (2001)
23. Bastard G, Chang L L *Phys. Rev. B* **41** 7899 (1990)
24. Abragam A *The Principles of Nuclear Magnetism* (Oxford: Clarendon Press, 1961) [Абрагам А *Ядерный магнетизм* (М.: ИЛ, 1963)]
25. Дьяконов М И, Перель В И *ЖЭТФ* **65** 362 (1973) [D'yakonov M I, Perel' V I *Sov. Phys. JETP* **38** 177 (1974)]
26. Merkulov I A, Efros Al L, Rosen M *Phys. Rev. B* **65** 205309 (2002)
27. Dzhioev R I et al. *Phys. Rev. B* **66** 245204 (2002)
28. Kavokin K V *Phys. Rev. B* **64** 075305 (2001)
29. Astakhov G V et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 076602 (2008)
30. Карлик И Я и др. *ФТТ* **24** 3550 (1982) [Karlik I Ya et al. *Sov. Phys. Solid State* **24** 2022 (1982)]
31. Akimov I A et al. *Phys. Rev. B* **80** 081203(R) (2009)
32. Lombez L et al. *Appl. Phys. Lett.* **87** 252115 (2005)
33. Kalevich V K et al. *Physica B* **404** 4929 (2009)
34. Kalevich V K et al. *Письма в ЖЭТФ* **85** 208 (2007) [*JETP Lett.* **85** 174 (2007)]
35. Bychkov Yu A, Rashba E I *J. Phys. C* **17** 6039 (1984)
36. Дьяконов М И, Качоровский В Ю *ФТП* **20** 178 (1986) [D'yakonov M I, Kachorovskii V Yu *Sov. Phys. Semicond.* **20** 110 (1986)]
37. Аверкиев Н С *УФН* **180** 785 (2010) [Averkiev N S *Phys. Usp.* **52** (7) (2010)]
38. Калевич В К, Коренев В Л *Письма в ЖЭТФ* **52** 859 (1990) [Kalevich V K, Korenev V L *JETP Lett.* **52** 230 (1990)]
39. Khaetskii A V, Nazarov Yu V *Phys. Rev. B* **61** 12639 (2000)
40. Woods L M, Reinecke T L, Lyanda-Geller Y *Phys. Rev. B* **66** 161318(R) (2002)
41. Paillard M et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 1634 (2001)
42. Джоев Р И и др. *Письма в ЖЭТФ* **65** 766 (1997) [Dzhioev R I et al. *JETP Lett.* **65** 804 (1997)]
43. Ivchenko E L, Pikus G E *Superlattices and Other Heterostructures. Symmetry and Optical Phenomena* (Berlin: Springer-Verlag, 1995)
44. Lavallard P, Gourdon C, Planell R *Superlattices Microstruct.* **12** 321 (1992)
45. van Kesteren H W et al. *Phys. Rev. B* **41** 5283 (1990)
46. Tartakovskii A I et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 057401 (2004)
47. Ivchenko E L *Phys. Status Solidi A* **164** 487 (1997)
48. Kusrayev Yu G et al. *Phys. Rev. B* **72** 155301 (2005)
49. Koudinov A V et al. *Phys. Rev. B* **78** 045309 (2008)
50. Bayer M et al. *Phys. Rev. B* **65** 195315 (2002)
51. Finley J J et al. *Phys. Rev. B* **66** 153316 (2002)
52. Bracker A S et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 047402 (2005)
53. Dzhioev R I et al. *Phys. Rev. B* **66** 153409 (2006)
54. Kusrayev Yu G *Semicond. Sci. Technol.* **23** 114013 (2008)
55. Kusrayev Yu G et al. *Phys. Rev. B* **76** 153307 (2007)
56. Flissikowski T et al. *Phys. Rev. B* **68** 161309(R) (2003)
57. Kroutvar M et al. *Nature* **432** 81 (2004)
58. Berezovsky J et al. *Science* **320** 349 (2008)
59. Питаевский Л П *ЖЭТФ* **39** 1450 (1960) [Pitaevskii L P *Sov. Phys. JETP* **12** 1008 (1961)]
60. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982) [Landau L D Lifshitz E M *Electrodynamics of Continuous Media* (Oxford: Pergamon, 1983) Ch. XI]
61. Filip A T et al. *Phys. Rev. B* **62** 9996 (2000)
62. Johnson M, Silsbee R H *Phys. Rev. Lett.* **55** 1790 (1985)
63. Schmidt G et al. *Phys. Rev. B* **62** R4790 (2000)
64. Rashba E I *Phys. Rev. B* **62** R16267 (2000)
65. Motsnyi V F et al. *Appl. Phys. Lett.* **81** 265 (2002)
66. Ohno Y et al. *Nature* **402** 790 (1999)
67. Mattana R et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 166601 (2003)
68. Mott N F *Proc. R. Soc. London A* **124** 425 (1929)
69. Kato Y K et al. *Science* **306** 1910 (2004)
70. Stern N P et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 126603 (2006)
71. Аронов А Г, Лянда-Геллер Ю Б *Письма в ЖЭТФ* **50** 398 (1989) [Aronov A G, Lyanda-Geller Yu B *Sov. Phys. JETP Lett.* **50** 431 (1989)]
72. Edelstein V M *Solid State Commun.* **73** 233 (1990)
73. Silov A Yu et al. *Appl. Phys. Lett.* **85** 5929 (2004)
74. Ganichev S D et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **300** 127 (2006)
75. Sih V et al. *Nature Phys.* **1** 31 (2005)
76. Kato Y K et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 176601 (2004)
77. Аверкиев Н С, Дьяконов М И *ФТП* **17** 629 (1983) [Averkiev N S, Dyakonov M I *Sov. Phys. Semicond.* **17** 393 (1983)]
78. Бакун А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **40** 464 (1984) [Bakun A A et al. *Sov. Phys. JETP Lett.* **40** 1293 (1984)]
79. Стурман Б И, Фридкин В М *Фотогальванический эффект в средах в без центра симметрии и родственные явления* (М.: Наука, 1992) [Sturman B I, Fridkin V M *The Photovoltaic and Photorefractive Effects in Noncentrosymmetric Materials* (Philadelphia: Gordon and Breach Science Publ., 1992)]
80. Аснин В М и др. *Письма в ЖЭТФ* **28** 80 (1978) [Asnin V M et al. *JETP Lett.* **28** 74 (1978)]
81. Ивченко Е Л *УФН* **172** 1461 (2002) [Ivchenko E L *Phys. Usp.* **45** 1299 (2002)]
82. Барanova Н Б, Богданов Ю В, Зельдович Б Я *УФН* **123** 349 (1977) [Baranova N B, Bogdanov Yu V, Zel'dovich B Ya *Sov. Phys. Usp.* **20** 870 (1977)]
83. Fert A *Rev. Mod. Phys.* **80** 1517 (2008); Ферт А *УФН* **178** 1336 (2008)
84. Schliemann J, Egues J C, Loss D *Phys. Rev. Lett.* **90** 146801 (2003)
85. Koo H C et al. *Science* **325** 1515 (2009)
86. Bandyopadhyay S, Cahay M *Appl. Phys. Lett.* **85** 1433 (2004)
87. Shabaev A et al. *Phys. Rev. B* **68** 201305(R) (2003)
88. Loss D, DiVincenzo D P *Phys. Rev. A* **57** 120 (1998)
89. Burkard G, Loss D, DiVincenzo D P *Phys. Rev. B* **59** 2070 (1999)
90. Коренев В Л *Письма в ЖЭТФ* **78** 1053 (2003) [Korenev V L *JETP Lett.* **78** 564 (2003)]
91. Захарченя Б П, Коренев В Л *УФН* **175** 629 (2005) [Zakharchenya B P, Korenev V L *Phys. Usp.* **48** 603 (2005)]
92. Merkulov I A, Kavokin K V *Phys. Rev. B* **52** 1751 (1995)
93. Myers R C, Gossard A C, Awschalom D D *Phys. Rev. B* **69** 161305(R) (2004)
94. Ohno H et al. *Nature* **408** 944 (2000)
95. Gaebel T *Nature Phys.* **2** 408 (2006)
96. Jelezko F et al. *Appl. Phys. Lett.* **81** 2160 (2002)

PACS numbers: 75.76.+j, 78.56.-a, 85.75.-d

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201007i.0773

Спиновые фототоки в полупроводниках

С.А. Тарасенко

1. Введение. Феноменологическое описание

Возможность эффективного управления спиновыми состояниями электронов, дырок и других квазичастиц в низкоразмерных структурах является ключевой проблемой полупроводниковой спинtronики. Благодаря спинорбитальному взаимодействию спиновое состояние ква-

С.А. Тарасенко. Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, РФ
E-mail: tarasenko@coherent.ioffe.ru